

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



19/01 - 78

P2 - 11380

K-172

2555/2-78

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ  
АДРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ  
И КВАРК-ГЛЮОННАЯ МОДЕЛЬ АДРОНА

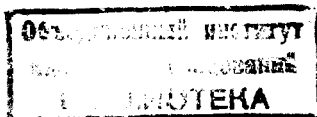
**1978**

P2 - 11380

Б.Н.Калинкин, В.Л.Шмонин

МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ  
АДРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ  
И КВАРК-ГЛЮОННАЯ МОДЕЛЬ АДРОНА

*Направлено в "Zeitschrift fur Physik"*



Калинкин Б.Н., Шмонин В.Л.

P2 - 11380

Множественное рождение адронов в веществе  
в кварк-глюонная модель адрона

Обсуждается связь между сформулированной и развитой авторами моделью пространственно-временного развития процесса множественного рождения в ядерном веществе и кварк-глюонной картиной строения адрона.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Kalinkin B.N., Shmonin V.L.

P2 - 11380

Multiple Production of Hadrons in the Matter and  
Quark-Glue Model of Hadron

We discuss a connection between our model for the space-time development of multi-particle production in nuclear matter and quark-gluon model of the hadron structure.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. . . Dubna 1978

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде работ<sup>/1-7/</sup> нами была предложена и развита феноменологическая модель процесса множественного рождения адронов в ядерном веществе при высоких энергиях.

Их основным мотивом было стремление выяснить пространственно-временной ход развития процесса, что трудно сделать, не используя плотную среду.

Математический аппарат модели определяется предложенной нами системой нелинейных интегродифференциальных уравнений, описывающих движение в среде нестабильного объекта с изменяющимися характеристиками /массой, размером, скоростью/. В работах<sup>/1-7/</sup> анализ физических данных проводился на основе весьма приближенных полуаналитических решений этих уравнений /см.<sup>/1/ /</sup>.

Недавно<sup>/8/</sup> нами были получены более точные результаты. Это достигнуто в результате перехода к численному решению уравнений на ЭВМ и вполне естественного и необходимого учета некоторых факторов, способных повлиять на оценки на новом уровне точности\*.

В итоге удалось провести анализ экспериментов по адрон-ядерным взаимодействиям с большей точностью и в более широком интервале энергии.

\* Приведенные в работе<sup>/8/</sup> методические результаты демонстрируют необходимость одновременного учета всех факторов, оказывающих сравнимое влияние. Это подтверждается также результатами работы<sup>/9/</sup>, ошибочность которой обусловлена именно отсутствием такого учета.

Большое число экспериментальных данных, в которых проявляются качественно различные характеристики процесса, достаточно хорошо описывается моделью.

Маловероятно, чтобы это соответствие было случайным. Скорее всего, следует думать, что модель отражает основные черты процесса множественного рождения, т.е. допущения, положенные в ее основу, являются правильными.

Несомненно, важным выводом, вытекающим из модели, является заключение, что процесс пионизации от акта столкновения первичных адронов до возникновения реальных  $\pi$ -мезонов охватывает пространственно-временной интервал порядка ядерного.

Однако не менее важным следствием развития исследований адрон-ядерного взаимодействия является принципиальная возможность его использования для извлечения дополнительной информации о структуре адронов.

Здесь мы кратко обсудим один из аспектов этого вопроса.

## 2. МОДЕЛЬ<sup>/1-8/</sup> И КВАРК-ГЛЮОННАЯ МОДЕЛЬ /КГМ/ СТРОЕНИЯ АДРОНА

Модель<sup>/1-8/</sup> была сформулирована в результате изучения ситуации, сложившейся в области адрон-ядерных взаимодействий, анализа противоречий с существовавшими представлениями /каскадная, гидродинамическая модели/, возникших с появлением новых экспериментальных данных. Именно эти противоречия вынудили в основу модели положить нетривиальное в то время утверждение. Его суть состоит в том, что в результате взаимодействия налетающего адрона с одним из нуклонов ядра образуется лидирующая система, сравнительно слабо взаимодействующая в ядре, и сильно возбужденная система-кластер, взаимодействие которой с нуклонами ядра является сильным. Последнее обстоятельство по логике этой модели определяет основные

наблюдаемые различия процессов рождения в адрон-нуклонных и адрон-ядерных столкновениях, реакцию ядра на проходящий в нем процесс.

Относительная пассивность лидирующей системы, подтвержденная различными группами<sup>/10-13/</sup> разными способами, обеспечивает приближенное равенство коэффициентов неупругости в адрон-адронных и адрон-ядерных столкновениях и объясняет ряд других эффектов, не согласующихся с предположением о мгновенном восстановлении "нормальных" свойств неупруго взаимодействовавшего адрона /подробнее см. в<sup>/11/</sup>. Вполне естественно возникает вопрос, можно ли интерпретировать это утверждение в рамках быстроразвивающейся в настоящее время кварк-глюонной модели /КГМ/ строения адрона?

Ответ на него на качественном уровне был дан в работе Ван Хова<sup>/14/</sup>, в которой основные положения нашей модели<sup>/1-8/</sup> достаточно ясно представлены на языке КГМ.

КГМ явно учитывает известный факт, что в глубоко неупругих процессах  $(e, p)$ ,  $(\nu, p)$  и  $(\mu, p)$  во взаимодействии вовлекается лишь некоторая доля  $(1-\delta)$  импульса протона. Остальная часть  $\delta$  не дает вклада и связана с наличием нейтрального глюонного поля. В варианте КГМ<sup>/14/</sup> принято, что эффективное взаимодействие между кварками, между кварками и глюонами слабее, чем между глюонами.

В соответствии с такой картиной при столкновении адронов высокой энергии, сопровождающемся множественным рождением, их глюонные поля сильно взаимодействуют. Это приводит к их срыву и образованию высоковозбужденного состояния, которое впоследствии распадается на вторичные адроны пионизационной части спектра. Следовательно, сильное взаимодействие кластера с нуклонами связано с сильным глюон-глюонным взаимодействием, а сам механизм кластер-нуклонного взаимодействия, принятый в модели<sup>/1-8/</sup>, состоит в срыве глюонных полей нуклонов ядра кластером.

С другой стороны, кварки, лишённые глюонного поля в результате первого же столкновения, пролетают в ядре, практически не взаимодействуя. Последующее

восстановление кварками нормального глюонного поля приводит к образованию вторичных частиц, составляющих фрагментационную область спектра. Относительная слабость кварк-глюонного взаимодействия, по-видимому, подтверждается также недавним анализом уровней чармония<sup>/15/</sup>.

Таким образом, с позиций КГМ представляются естественными как явление пионизации, так и сопровождающий его эффект лидирования.

Естественным также представляется и основное утверждение модели<sup>/1-8/</sup>, являющееся, как мы видим, следствием двухкомпонентности строения адрона.

Однако сопоставление КГМ с моделью<sup>/1-8/</sup> не ограничивается качественным уровнем.

С одной стороны, КГМ, как мы отметили, конкретизирует смысл феноменологических параметров модели и механизм кластер-нуклонного взаимодействия, который определяет структуру математического аппарата этой модели.

С другой стороны, развитая в<sup>/1-8/</sup> феноменология предоставляет КГМ возможность количественного описания адрон-ядерных процессов и тем самым получения дополнительной информации о величине параметров собственно КГМ.

Рассматривая кластер-нуклонное взаимодействие как захват кластером глюонного поля нуклона, нетрудно показать, что изменение  $T_{KN}$  массы кластера  $E_0$  в результате такого взаимодействия определяется выражением

$$T_{KN} = \sqrt{(E_0 + E_N - E'_N)^2 - (P_N - P'_{N||})^2} - P'^2_{N\perp} \quad /1/$$

причем

$$P'_N = \sqrt{P'^2_{N||} + P'^2_{N\perp}} = (1-\delta) P_N \quad /2/$$

В(1,2)  $E_N$  и  $P_N$  - энергия и импульс нуклона до столкновения в системе покоя кластера,  $E'_N$  и  $P'_N$  - те же величины после столкновения. Поперечный импульс нуклона  $P'_{N\perp}$ , полученный в результате взаимодействия, как и прежде<sup>/8/</sup>, полагался равным среднему поперечно-

му импульсу отдачи в нуклонных столкновениях  $\langle P'_{N\perp} \rangle = 0,45 \text{ ГэВ}/c$ .

Энергия, переданная ядру при взаимодействии кластера с нуклоном, то есть кинетическая энергия нуклонов отдачи в системе покоя ядра, определяется соотношением

$$\epsilon = (E'_N - \beta_k P'_{N||}) \gamma_k - m_N \quad /3/$$

где  $\gamma_k$  и  $\beta_k$  - лоренц-фактор и скорость кластера в единицах скорости света в лабораторной системе. За счет захвата сорванных полей нуклонов масса кластера растет, а скорость уменьшается с увеличением пути, пройденного в ядре.

Адекватный такой картине вариант уравнений движения кластера в ядре, предложенных авторами<sup>/1/</sup>, может быть представлен в прежнем виде:

$$\frac{dE}{dz} = -\bar{\epsilon} \rho \pi \left[ \gamma_0 + \int_{z_0}^z \frac{dz'}{\sqrt{\gamma^2(z') - 1}} \right]^2 \quad /4a/$$

$$\frac{dE_0}{dz} = T_{KN}(z) \rho \pi \left[ \gamma_0 + \int_{z_0}^z \frac{dz'}{\sqrt{\gamma^2(z') - 1}} \right]^2 \quad /4b/$$

где /4a/ описывает изменение полной, /4b/ - внутренней энергии кластера. В уравнениях /4/  $E$  - полная энергия,  $E_0$  - масса кластера, а  $\gamma$  - его лоренц-фактор,  $z_0$  - точка рождения кластера,  $z$  - текущая координата движения его центра инерции,  $\rho$  - плотность нуклонов в ядре.

Величина  $\gamma_0$  - начальный поперечный размер рожденного кластера, т.е. размер области, заполненной глюонной материей, которая распределена в момент соударения по объемам сталкивающихся нуклонов. В соответствии с КГМ радиус этой области ограничен снизу величиной  $\gamma_0 = \langle r_N \rangle$  /при полном перекрытии нуклонов;  $\langle r_N \rangle$  - средний радиус нуклона/, а сверху  $\gamma_0 \approx 2 \langle r_N \rangle$

/при периферических столкновениях/. Используя для  $\langle n_N \rangle$  величину 0,8 Фм, можно получить  $r_0 = 1,2$  Фм /это значение использовалось нами и раньше /1-8//.

Начальные значения  $E(z_0)$  и  $E_0(z_0)$  /имеется в виду, что в рамках КГМ величина  $\delta$  и коэффициент неупругости N-N взаимодействия - практически одно и то же/ определяются соотношениями

$$E(z_0) \approx \delta E_{1n}; \quad E_0(z_0) \approx \delta \cdot \sqrt{S} \quad /5/$$

В уравнениях /4а,б/, как и прежде /1-8/, предполагается, что скорость расширения кластера близка к световой. На современном языке квантовой хромодинамики это соответствует безмассовому глюонному полю.

Таким образом, в рамках КГМ система уравнений не содержит свободных параметров, специфических для адрон-ядерных взаимодействий.

Представленная модификация модели /1-8/ способна, как и прежний ее вариант, дать интерпретацию значительному количеству наблюдений, характерных для адрон-ядерных взаимодействий, и без детального решения системы /4/ /см. /8//. Для этого достаточно использования некоторых предельных переходов и аксиоматики модели. Однако, используя технику решения системы /1/ и перехода к наблюдаемым величинам, изложенную в /8/, можно провести более строгое количественное сопоставление с экспериментом.

На рис. 1-5 проводится сравнение расчетов при  $\delta = 0,28$  с экспериментальными данными в том же объеме, что и в /8/. Исключение составляют рис. 1,2, где приведены результаты, полученные в p- $\bar{p}$  взаимодействиях при  $E_{1n}^p = 400$  ГэВ /16/.

Разумеется, результаты зависят от значения величины  $\delta$ . Однако поскольку сильнее всего от нее зависит  $\langle n_g \rangle$ , см. рис. 1, то выбор  $\delta$  был произведен путем сравнения именно с этой характеристикой. Из рисунка видно, что:

$$\delta \approx 0,28 \pm 0,08.$$

/6/

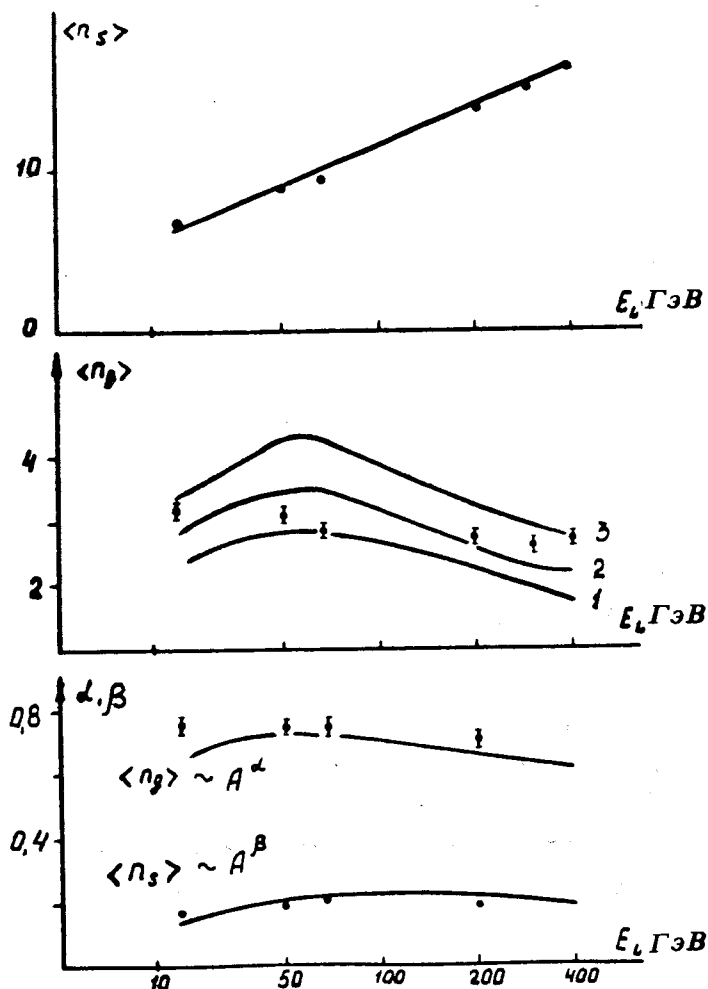


Рис. 1. Энергетическая зависимость характеристик вторичных частиц в p- $\bar{p}$  взаимодействиях: а/ средняя множественность релятивистских частиц /эксперимент /16,21/ /; б/ средняя множественность g-частиц, кривые 1,2,3 соответствуют значениям параметра  $\delta = 0,20; 0,28$  и  $0,36$  соответственно /эксперимент /21//; в/ A-зависимость средней множественности s- и g-частиц /эксперимент /21//.

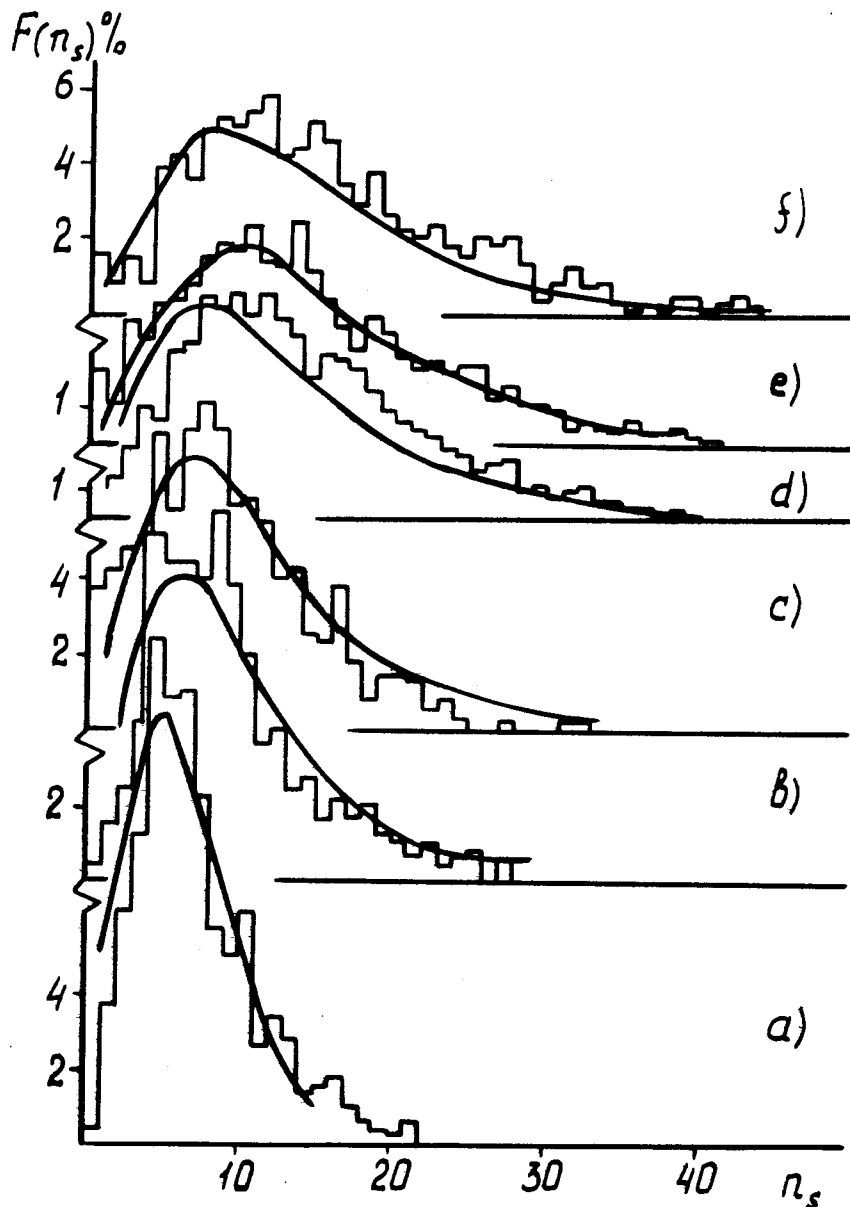


Рис. 2. Распределения по числу  $n_s$  в  $p$ - $\bar{p}$  взаимодействиях при энергиях 24 ГэВ - а/; 50 ГэВ - б/; 67 ГэВ - в/; 200 ГэВ - г/; 300 ГэВ - д/; 400 ГэВ - е/ /эксперимент /21,22/.

Отметим, что /6/ очень близко к результату, полученному совсем недавно в /17/ при исследовании глубоко-неупругого процесса ( $\mu, p$ ) /при достаточно больших  $Q^2$ /:

$$\delta = 0,30 \pm 0,08 \quad \text{при } Q^2 \approx 3,5 \text{ ГэВ}^2/c^2. \quad /7/$$

Установленная связь между параметром  $\delta$  и характеристиками множественного рождения позволяет получить еще один важный результат.

Для этого рассмотрим взаимодействие разных адронов, например  $\pi$ -мезона с протоном. Вообще говоря, значения параметра  $\delta$  для этих адронов могут отличаться. Тогда среднее значение лоренц-фактора кластера должно совпадать не с лоренц-фактором системы центра инерции частиц /как в случае  $p$ - $p$  столкновения/  $\gamma_c$ , а с лоренц-фактором системы центра инерции их глюонных полей  $\gamma_s$ .

Естественно предположить, что именно этим обусловлена асимметрия угловых распределений частиц, рожденных в пион-нуклонных взаимодействиях. Тогда нетрудно оценить величину  $\delta$  для  $\pi$ -мезона:

$$\delta_\pi / \delta_p \approx \exp[2(\langle \eta \rangle_{\pi p} - \langle \eta \rangle_{pp})], \quad /8/$$

где

$$\eta = -\ln \operatorname{tg} \theta / 2.$$

В экспериментальной работе /18/ определены значения  $\langle \eta \rangle_{pp} = 3,44 \pm 0,01$  и  $\langle \eta \rangle_{\pi p} = 3,61 \pm 0,02$ . Подставляя эти значения в /10/, получим:

$$\delta_\pi / \delta_p \approx 1,4, \quad /9/$$

откуда согласно /6/

$$\delta_\pi \approx 0,39. \quad /10/$$

Увеличение  $\delta$  для  $\pi$ -мезона тесно коррелирует с большим /по сравнению с  $pp$ -взаимодействием/ средним значением коэффициента неупругости в  $\pi p$ -столкновениях.

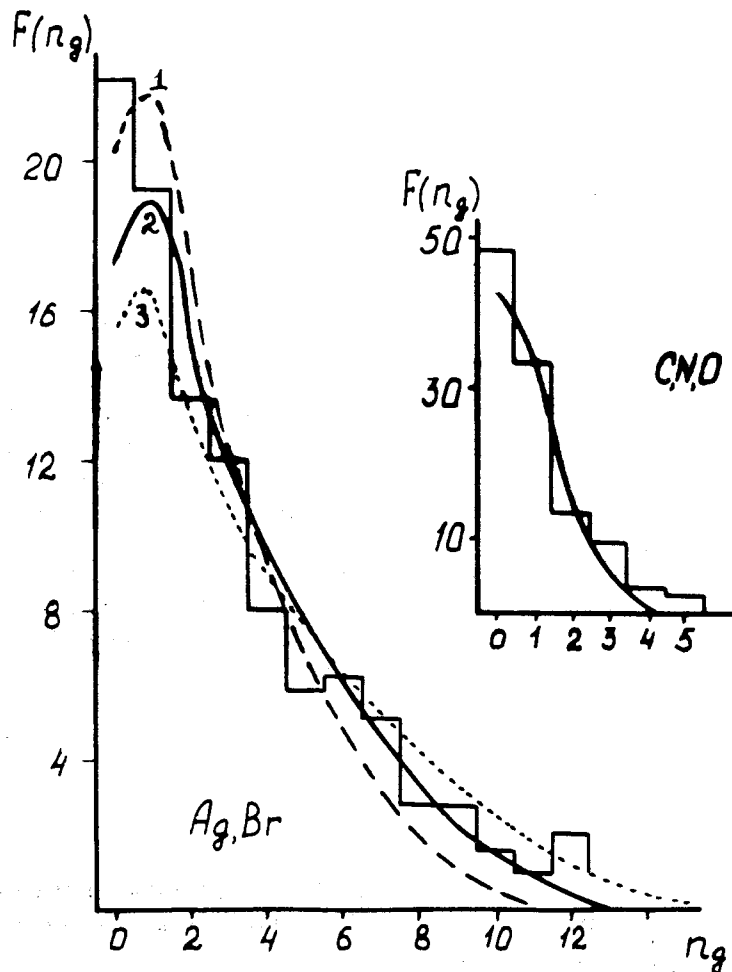


Рис. 3. Распределения по числу  $n_g$  в  $p$ -Ag, Br и  $p$ -C, N, O взаимодействиях при  $E_p = 200$  ГэВ /эксперимент /7/. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям параметра  $\delta = 0,20; 0,28$  и  $0,36$ .

Таким образом, на основе данных по множественному рождению получена оценка доли импульса  $\pi$ -мезона, уносимой его глюонной компонентой. Из-за отсутствия мезонных мишеней сделать это, непосредственно используя глубоконеупругие процессы, нельзя.

В недавней работе Филда и Фейнмана<sup>/19/</sup> \* в связи с исследованием процесса рождения частиц с большими  $p_{\perp}$  рассматривается дополнительная к  $\delta$  величина  $(1-\delta)$  - доля импульса, уносимая кварковой компонентой. Используя общие теоретические соображения и некоторые упрощающие приближения /см. стр. 2594, 2595 и 2612 в<sup>/19/</sup>, Филд и Фейнман приходят к выводу, что доля импульса, уносимая кварками, в  $\pi$ -мезоне меньше /т.е.  $\delta$  - больше/, чем в протоне. Качественно это заключение согласуется с /8/.

Аналогичным образом можно получить оценку  $\delta$  и для K-мезона. В работе<sup>/20/</sup> исследовались характеристики распределения по быстрой  $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_{\parallel}}{E-p_{\parallel}}$  в  $K^+$ - $p$  взаимодействиях при 32 ГэВ/с. Сдвиг распределения по  $y$  относительно системы центра масс сталкивающихся частиц позволяет определить  $\delta$  для K-мезонов. Используя гистограмму, приведенную на рис. 1а в работе<sup>/20/</sup>, получим, что  $\delta_K / \delta_p \approx 1,4 - 1,5$ . Таким образом,

$$\delta_K \approx \delta_{\pi} \approx 0,4.$$

Разумеется, на этом первоначальном и очень приближенном этапе исследований нельзя ожидать полного совпадения данных о  $\delta$ , получаемых путем анализа разных каналов: глубоконеупругого рассеяния<sup>/17/</sup>, рождения частиц с большими  $p_{\perp}$ <sup>/19/</sup> в адрон-адронных процессах и множественного рождения адронов в среднем акте при небольших  $p_{\perp}$ , исследуемого в данной работе. Однако близость этих данных представляется нам весьма важной и показательной. Она свидетельствует в пользу основных физических предположений КГМ.

\* Другие работы по затронутой проблеме нам неизвестны.



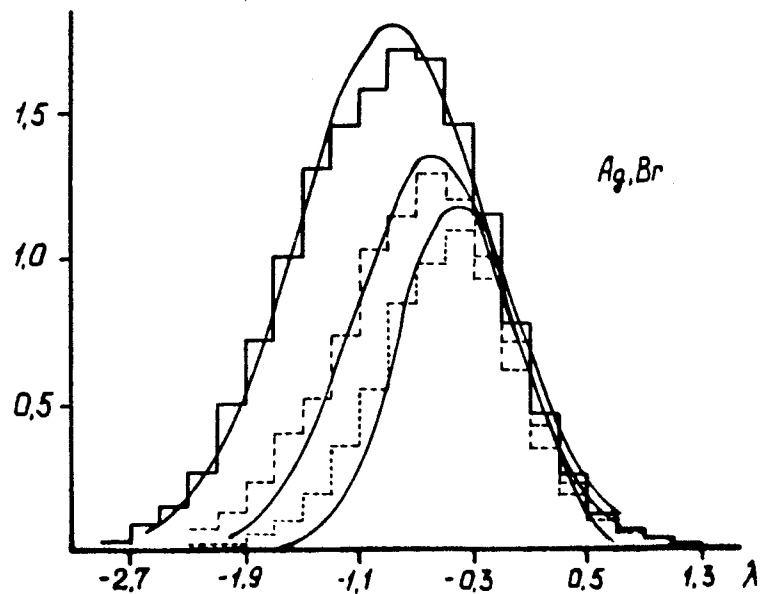
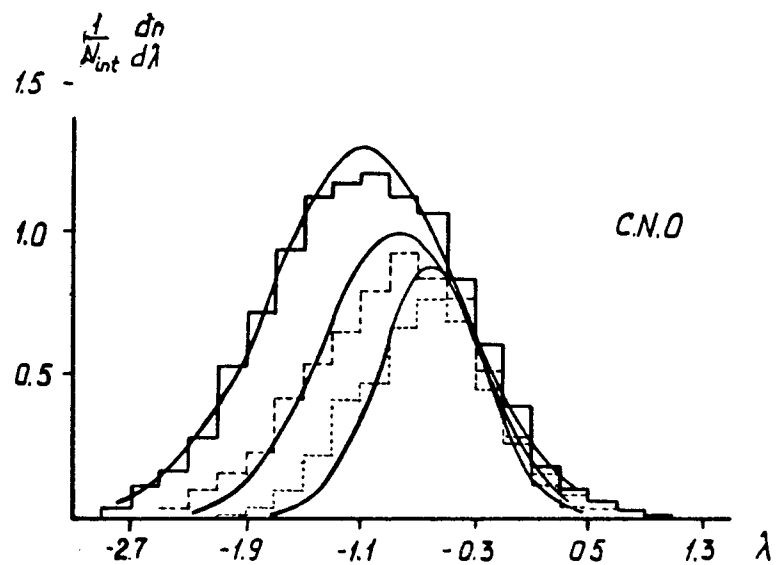


Рис. 4а,б. Распределения по  $\lambda = \lg \operatorname{tg} \theta$  в  $p\text{-Ag, Br}$  и  $p\text{-C, N, O}$  взаимодействиях при энергии 24, 67 и 200 ГэВ /эксперимент [21]/.

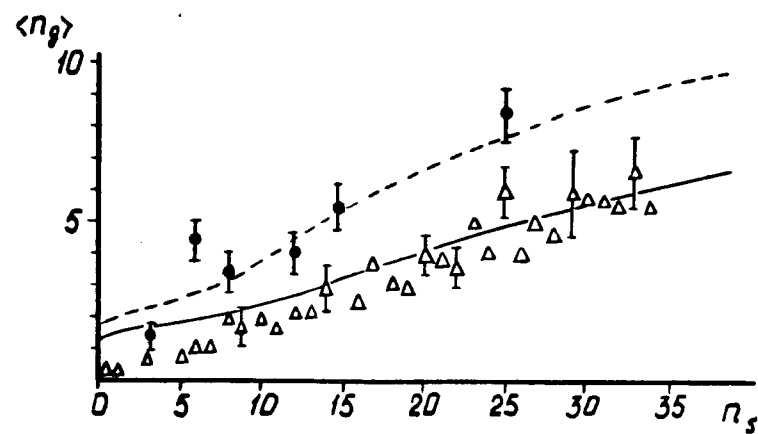
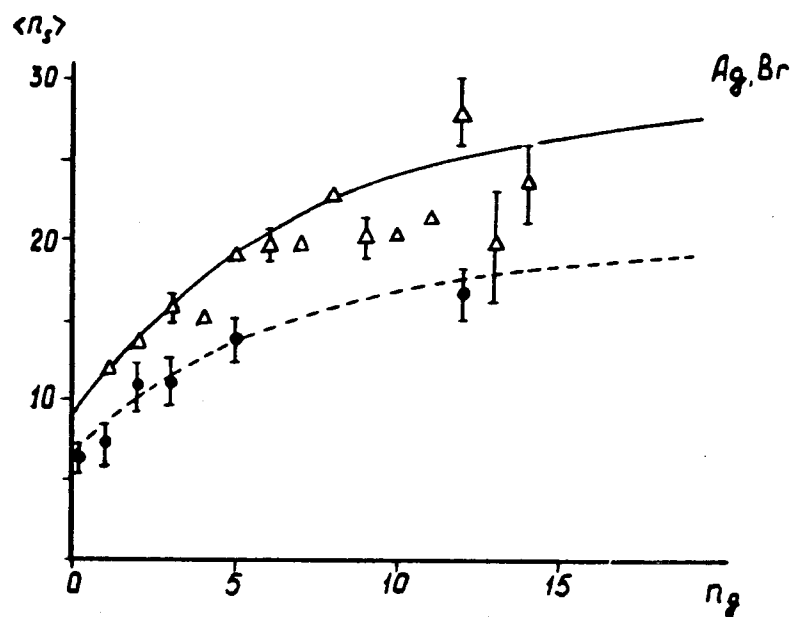


Рис. 5. Корреляции между числами  $s$ - и  $g$ -частиц в  $p\text{-Ag, Br}$  взаимодействиях при энергиях 69 и 200 ГэВ /эксперимент [23, 24]/.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выводы, которые можно сделать из полученных результатов, по нашему мнению, заключаются в следующем:

1. Закономерности, наблюдаемые в адрон-ядерных взаимодействиях, согласуются с представлением о двух-компонентной структуре адронов в рамках КГМ.

а/ Эффект сравнительно слабого взаимодействия лидирующей системы в ядре, имеющий место наряду с сильным взаимодействием пионизационной компоненты с нуклонами ядра, указывает на наличие двух компонент в структуре адрона;

б/ неизменность параметра  $\delta$  в широком интервале энергий для различных процессов свидетельствует об относительно слабой связи между компонентами, т.е. об их выделенности;

в/ интерпретация механизма кластер-нуклонного взаимодействия в рамках КГМ как срыва с нуклонов их глюонных полей и удовлетворительное описание адрон-ядерного процесса на ее основе свидетельствуют в пользу сильного глюон-глюонного взаимодействия;

г/ расчеты, выполненные теперь и ранее<sup>1-8/</sup>, используют предположение, что скорость расширения кластерной системы близка к световой. Это предположение также не противоречит современным представлениям КГМ: допускается, что глюонное поле может быть безмассовым и, следовательно, будучи возбужденным и сорванным, должно распространяться /до момента адронизации/ со световой скоростью.

2. Анализ адрон-ядерных взаимодействий с использованием КГМ в принципе позволяет получить, подтвердить или уточнить параметры собственно КГМ.

На примере п.1г/ устанавливается предпочтительность безмассового глюонного поля, что следует из квантовой хромодинамики.

Другое заключение относится к величине  $\delta$ -параметра среднего значения доли импульса, приходящейся на

глюонное поле в нуклоне. Оно не противоречит данным, вытекающим из анализа глубоконеупругих процессов. Более того, как мы видели, можно получить оценку  $\delta$  и для  $\pi$ -K-мезонов. Весьма желательно продолжить исследование в этом направлении с тем, чтобы получить более точные результаты.

3. С другой стороны, использование современных представлений КГМ в качестве основы приводит к интересному и очень важному результату: возможна количественная формулировка на уровне структуры нуклона и без свободных параметров /считаем, что  $\delta$  известен из КГМ/ такого, казалось бы, запутанного и сложного процесса, как множественное рождение в ядерном веществе. Разумеется, не последнюю роль в реализации этой возможности играет весьма удачно сформулированная феноменология модели<sup>1-8/</sup>. В итоге модель<sup>1-8/</sup> как в качественном, так и в количественном отношении оказывается связанной с КГМ самым тесным образом. Можно выразить надежду, что дальнейшее использование данных анализа адрон-ядерного взаимодействия облегчит построение модели множественного рождения в элементарном акте.

Авторы признательны Б.Н.Валуеву, А.Б.Говоркову, А.В.Ефремову, В.И.Огиевскому, И.В.Полубаринову, П.А.Усику и М.И.Широкову за обсуждение ряда интересных аспектов данной проблемы.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-7869, P2-7870, Дубна, 1974; ЯФ, 1975, 21, с.628.
2. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. ОИЯИ, P2-7871, Дубна, 1974.
3. Шмонин В.Л. Препринт ЛВКЛ КазГУ №9, Алма-Ата, 1974.
4. Калинин Б.Н., Шмонин В.Л. В кн.: Труды Международного семинара по физике высоких энергий. ОИЯИ, P1,2-9224, Дубна, 1975, с.258.

5. Kalinkin B.N., Shmonin V.L. JINR, E2-9137, Dubna, 1975.
6. Иногамова Т.Я. и др. ОИЯИ, P1-8464, Дубна, 1974; ЯФ, 1975, 22, с.563.
7. Адамович М.И. и др. Препринт ФИАН №99, Москва, 1975.
8. Kalinkin B.N. e.a. Preprint HEPI 55-77, Alma-Ata, 1977.
9. Гулямов К.Г., Ужинский В.В. ЯФ, 1977, т.26, вып. 5, с.1095.
10. Калинин Б.Н. и др. ОИЯИ, P2-8760, Дубна, 1975.
11. Часников И.Я. ОИЯИ, P -10616, Дубна, 1977.
12. Анзон З.В. и др. Известия АН КазССР, сер. физ.-мат., 1977, №4, с.19.
13. Мурзин В.С., Сарычева Л.И. ЯФ /1976/, 23, с.382.
14. Van Hove L. Preprint TH 2121 CERN, 1976; Acta Physica Polonica, 1976, B7, p.339.
15. Вайнштейн А.И. и др. УФН, 1977, т.123, вып. 2, с.217.
16. Otterlund I., Kullberg R., Stenlund E. Proc. 15th Int. Cosmic Ray Conf., Ploudiv, 1977, v.7, p.40.
17. Politzer H.D. Nucl.Phys., 1977, B122, no. 2, p.237.
18. Alma-Ata - Gatchina - Moscow - Tashkent Collaboration. Preprint HEPI, 44-77, Alma-Ata, 1977.
19. Field R.D., Feynman R.P. Phys. Rev., 1977, D15, no. 5, p.2590.
20. Ажиненко И.В. и др. Препринт ИФВЭ, ППК 77-45, Серпухов, 1977.
21. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1977, 26, 3, с.346.
22. Alma-Ata - Gatchina - Moscow - Tashkent Collaboration. Preprint FIAN SSSR no. 43, Moscow, 1977.
23. Abdo K.M. e.a. JINR, E1-8121, Dubna, 1974.
24. Alma-Ata - Leningrad - Moscow - Tashkent Collaboration. Preprint FIAN no. 9, Moscow, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 марта 1978 года.